

SÉRIE A, N° 276
N° D'ORDRE :
300

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
(SCIENCES PHYSIQUES)

PAR

R. NAIDU

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION DES RAYONS α

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 7 novembre 1933 devant la Commission d'examen

M^{me} PIERRE CURIE..... *Président.*
MM. JEAN PERRIN..... } *Examineurs.*
ANDRÉ DEBIERNE... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1933



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 276
N° D'ORDRE :
300

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
(SCIENCES PHYSIQUES)

PAR

R. NAIDU

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION DES RAYONS α

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le novembre 1933 devant la Commission d'examen

M^{me} PIERRE CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
ANDRÉ DEBIERNE... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.
Doyen honoraire... M. MOLLIARD.

Profess. honoraires... { H. LE CHATELIER. EMILE PICARD.
H. LEBESGUE. RÉMY PERRIER
A. FERNBACH. LÉON BRILLOUIN.
A. LEDUC. A. DEREIMS.

E. GOURSAT..... Analyse supérieure et algèbre supér.
P. JANET..... Electrotechnique générale.
F. WALLERANT... Minéralogie.
P. PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécanique céleste.
GABRIEL BERTRAND Chimie biologique.
M^{me} P. CURIE..... Physique générale et radioactivité.
M. CAULLERY..... Zoologie (Évolution des êtres organisés)
G. URBAIN..... Chimie générale.
ÉMILE BOREL..... Calcul des probabilités et phys. mathém.
L. MARCHIS..... Aviation.
JEAN PERRIN..... Chimie physique.
H. ABRAHAM..... Physique.
E. CARTAN..... Géométrie supérieure.
M. MOLLIARD..... Physiologie végétale.
L. LAPICQUE..... Physiologie générale.
E. VESSIOT..... Théorie des fonct. et théorie des transf.
A. COTTON..... Physique.
J. DRACH..... Application de l'analyse à la géométrie.
CHARLES FABRY... Physique.
CHARLES PÉREZ... Zoologie.
LÉON BERTRAND... Géolog. structurale et géolog. appliquée.
P.-A. DANGEARD... Botanique.
R. LESPIEAU..... Théories chimiques.
PAUL MONTEL..... Mécanique rationnelle.
P. WINTREBERT... Anatomie et histologie comparées.
E. RABAUD..... Biologie expérimentale.
O. DUBOSQ..... Biologie maritime.
P. PORTIER..... Physiologie comparée.
E. BLAISE..... Chimie organique.
G. JULIA..... Calcul différentiel et calcul intégral.
L. LUTAUD..... Géogr. physique et géol. dynamique..
EUGÈNE BLOCH... Physique théorique et phys. céleste.
HENRI VILLAT... Mécanique des fluides et applications.
CH. JACOB..... Géologie.
P. PASCAL..... Chimie minérale.
V. AUGER..... Chimie appliquée.
H. BENARD..... Mécanique expérimentale des fluides.
E. ESCLANGON... Astronomie.
L. BLARINGHEM... Botanique.
C. MAUGUIN..... Minéralogie.
A. DENJOY..... Mathématiques générales.
A. DUFOUR..... Physique (P. C. N.).
A. GUILLIERMOND. Botanique (P. C. N.).
H. BÉGHIN..... Mécanique physique et expérimentale.
DE BROGLIE..... Théories physiques.
G. RIBAUD..... Étude des combustibles.

Professeurs



E. PECHARD..... Chimie (Ens. P.C.N.)
A. GUILLET..... Physique.
M. GUICHARD... Chimie minérale.
A. MICHEL-LEVY Pétrographie.
G. BRUHAT..... Physique.
E. DARMOIS..... Physique.
A. DEBIERNE... Radioactivité.
L. DUNOYER... Optique appliquée.
M. JAVILLIER... Chimie biologique.
L. JOLEAUD... Paléontologie.
H. MOUTON..... Chimie physique.
F. PICARD..... Zool. (Év. êtres org.)
ROBERT-LÉVY... Zoologie.
M. FRECHET... Calcul des probab.
et phys. math.
FOCH..... Méc. exp. des fluides.
PAUTHENIER..... Physique (P. C. N.).
M^{me} RAMART-LUCAS Chimie organ.
CHRETIEN..... Optique appliquée.
FREUNDLER..... Chimie (P. C. N.).
P. JOB..... Chimie générale.
LABROUSTE..... Physique du Globe.
PRENANT..... Zoologie.
VILLEY..... Méc. phys. et expér.
G. BOHN..... Zoologie (P. C. N.).
R. COMBES..... Sc. Natur. (P. C. N.).
GARNIER..... Méc. Rationnelle.
PÉRÉS..... Méc. des fluides.
HACKSPILL..... Chimie (P. C. N.).
LAUGIER..... Physiologie génér.
TOUSSAINT..... Technique aéronaut.
M. CURIE..... Physique (P. C. N.).

Secrétaire..... A. PACAUD
Secrétaire honoraire... D. TOMBECK

A MADAME PIERRE CURIE

*En témoignage de reconnaissance
et d'admiration.*

A MES AMIS

ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION DES RAYONS α

Par R. NAIDU

INTRODUCTION

Définition d'une courbe de Bragg. — La courbe de Bragg représente la variation du pouvoir ionisant d'un faisceau bien canalisé de rayons α , de vitesse initiale homogène, en fonction de la distance à la source radioactive.

L'allure générale d'une courbe de Bragg est bien connue. L'ionisation croît avec la distance de la chambre d'ionisation à la source jusqu'à un maximum, décroît très rapidement, puis tend asymptotiquement vers zéro. La descente rapide n'est point tout à fait rectiligne, mais légèrement incurvée et présente un point d'inflexion avant la queue d'ionisation.

Le *parcours extrapolé*, qui est indépendant de la sensibilité de l'appareil, est donné par l'abscisse du point où la tangente d'inflexion coupe l'axe des x .

L'importance des courbes de Bragg. — L'importance des courbes de Bragg provient de ce qu'elles permettent de classer commodément les différents groupes monocinétiques de rayons α . Elles servent en quelque sorte à l'établissement d'un « spectre » de parcours dans l'air, où chaque élément radioactif, émetteur de rayons α , est caractérisé par la longueur de son parcours propre. Cette classification est la plus

simple, les parcours se mesurant avec une bonne précision et plus facilement que les vitesses initiales correspondantes. Le parcours R et la vitesse V , d'un groupe de rayons α , sont d'ailleurs liés et la relation de Geiger : $R = KV^3$, permet de calculer, en première approximation, l'un en connaissant l'autre ⁽¹⁾.

Pouvoirs d'arrêt. — Les parcours d'un même groupe de rayons α dans différents gaz permettent de déterminer les « pouvoirs d'arrêt » moyens des molécules ou atomes de ces gaz par rapport au pouvoir d'arrêt de l'un d'entre eux. On prend en général l'air comme gaz de référence. Le pouvoir d'arrêt S d'un gaz quelconque s'obtient par la relation simple $S = \frac{R_0}{R}$, ou R_0 est le parcours dans l'air et R le parcours dans le gaz en question.

L'aire comprise entre la courbe de Bragg d'un groupe de rayons α dans un gaz donné et les axes de coordonnées est proportionnelle à l'ionisation totale produite par le faisceau de rayons α dans ce gaz. Lorsqu'on connaît les courbes de Bragg d'un même groupe de rayons α dans divers gaz, on peut comparer l'ionisation totale relative dans ces gaz correspondant à l'absorption d'une même quantité d'énergie. Les courbes de Bragg dans les gaz monoatomiques, tels que les gaz rares, permettent de préciser le rapport entre l'énergie nécessaire pour l'ionisation des atomes individuels et leurs potentiels d'ionisation, car il n'y a pas, dans ces gaz, perte d'énergie sous forme de rupture de molécules.

Forme de la courbe de Bragg. — La forme d'une courbe de Bragg dépend de deux facteurs :

1° La distribution de longueurs des rayons α dans le faisceau initialement homogène.

(1) La formule que G. Mano a tirée de la théorie de Bethe (*C. R.*, 194 (1932), p. 1813) représente, d'une façon beaucoup plus exacte, la loi liant les vitesses V et les parcours R .

2^o La variation du pouvoir ionisant le long du parcours d'une particule α individuelle.

Le travail de Mme I. Curie (¹) sur les rayons α du polonium lui a permis de préciser l'importance relative de ces deux facteurs. La vitesse initiale des rayons α du polonium est homogène, et la distribution de longueurs de ces rayons, déterminée par la photographie des trajectoires dans un appareil Wilson, est conforme à peu près à une loi de probabilité.

D'après la courbe d'ionisation et la distribution des longueurs, on peut déduire une courbe qui représente la variation de l'ionisation le long du parcours d'une particule α ; cette courbe diffère très peu de la courbe de Bragg, ayant, comme cette dernière, un maximum à 4 mm. 5 environ de la fin du parcours extrapolé, à 15^o C. et 760 mm. de pression.

Causes d'erreurs. — Pour un gaz et un groupe monocinétique de rayons α déterminés, on devrait retrouver la même courbe de Bragg, indépendamment des appareils. Cependant, il s'en faut de beaucoup que tous les auteurs soient d'accord sur la forme à donner à la courbe de Bragg. Parfois les diverses courbes données par un même auteur diffèrent les unes des autres. C'est surtout la forme de la partie montante de la courbe qui varie et l'on doit rechercher si les conditions expérimentales sont identiques lorsqu'on utilise divers appareils.

Ce travail intéressant a été fait par Mme I. Curie (²). De son étude critique et comparative des divers types d'appareils, il ressort qu'il y a deux causes principales d'incertitude qui expliquent la divergence des résultats signalée plus haut.

1^o Dans un faisceau de rayons α défini au moyen d'un

(¹) I. CURIE, *Ann. de Phys.*, 3 (1925), p. 299.

(²) I. CURIE, *Loc cit.*, pp. 371 et seq.

canaliseur à tubes, comme dans l'appareil de Bragg ⁽¹⁾, il existe des rayons raccourcis par réflexion sur les parois du canaliseur ; cet effet est d'autant plus nuisible que le degré de canalisation est plus grand.

2^o Dans les appareils à variation de pression on a placé les diaphragmes canaliseurs loin de la source, comme dans les appareils de Henderson ⁽²⁾ et de Lawson ⁽³⁾. Ceci a pour conséquence que les conditions de canalisation varient lorsqu'on change la pression ; parce que les rayons α n'ont pas tous une trajectoire tout à fait rectiligne, même quand ils ne subissent pas de chocs exceptionnels.

De plus, il y a lieu d'éviter les appareils du type de l'appareil de Bragg comportant des toiles métalliques ⁽⁴⁾. Les courbes obtenues avec de tels appareils présentent de légères irrégularités qui sont attribuables à de petites fluctuations du nombre de rayons α qui traversent la toile quand on change la distance de la source et par conséquent le nombre de mailles utilisées. Ces courbes ont aussi une queue d'ionisation trop grande, la courbure de leur descente finale n'est pas bien nette, ce qui a pour conséquence l'augmentation des parcours extrapolés.

Il y a lieu d'éviter aussi de faire traverser par les rayons α un écran mince placé près de la chambre d'ionisation.

Courbe de Bragg normale. — Lorsqu'on élimine toutes ces causes d'erreur et lorsqu'on canalise le faisceau de rayons α tout au début de leurs parcours, on obtient une courbe de Bragg définie comme *normale*. Cette définition est simple et elle a l'avantage d'être équivalente pour tous les groupes de rayons α .

Mme I. Curie a obtenu avec un appareil nouveau la courbe

(1) BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 8 (1904), p. 726.

(2) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42 (1921), p. 549.

(3) LAWSON, *Wien. Ber.*, 124 (1915), p. 637.

(4) J. CONSIGNY, *Thèse* (1928), Paris.

de Bragg du polonium en évitant toutes les causes d'erreurs que l'on vient d'indiquer et en canalisant le faisceau de rayons α tout au début de leur trajectoires. Cependant d'après la discussion de ses résultats expérimentaux il ressort qu'il y a une erreur qui provient du fait que les trajectoires d'une partie des particules α sont incurvées à la suite des chocs multiples contre des molécules ou des atomes du gaz.

Il nous a semblé intéressant de préciser cette cause d'erreur pour pouvoir mieux définir les conditions expérimentales en vue d'obtenir des courbes de Bragg rigoureusement normales.

Plan de travail. — Dans le premier chapitre de cette étude, nous tentons d'évaluer les erreurs provenant du phénomène de la diffusion multiple dont nous venons de parler.

Dans le deuxième chapitre, nous donnons les courbes de Bragg du polonium et du radium *C' dans l'air*, obtenues au moyen d'un nouvel appareil minutieusement mis au point pour éviter l'effet de la diffusion multiple.

Dans le troisième chapitre, nous déterminons les courbes de Bragg du polonium *dans les gaz rares* soigneusement purifiés.

Le quatrième chapitre est une étude comparative de l'ionisation totale d'un même faisceau de rayons α du polonium dans l'air et dans les gaz rares.

Ce travail a été effectué à l'Institut du Radium de Paris. Je tiens à exprimer ici ma profonde gratitude à Mme Pierre Curie pour l'accueil bienveillant qu'elle m'a réservé dès l'abord, pour son aide précieuse et pour les encouragements qu'elle m'a prodigués.

Je veux aussi remercier tout particulièrement M. et Mme Joliot qui m'ont aidé de leurs conseils à toutes les étapes de mon travail.

Je remercie encore M. Yakimach qui s'est très aimable-

ment chargé de la préparation des sources de polonium, ainsi que tous mes camarades de laboratoire dont l'amitié cordiale me laisse un charmant souvenir.

Ces recherches n'ont pu être menées à bien que grâce à l'aide financière de Mme Pierre Curie, de l'Association Sociale et Commerciale des Hindous de Paris, de M. G. N. Gokhale, directeur de l'Engineering College de Karachi, et du High Commissioner for India à Londres. Qu'ils trouvent tous ici mes plus vifs remerciements.

CHAPITRE PREMIER

Intervention du phénomène de la diffusion (multiple) des rayons α dans la construction des courbes de Bragg.

57

L'appareil que Mme I. Curie a fait construire pour déterminer les courbes de Bragg normales, après une étude critique et comparée des divers appareils qu'on utilisait précédemment, est donné dans la figure 1. Ici toutes les causes d'erreurs telles que des toiles métalliques, des canaliseurs à tubes, des diaphragmes de canalisation éloignés de la source et des écrans entre la source et la chambre d'ionisation sont éliminées.

Comme dans l'appareil de Lawson la chambre d'ionisation est parallèle au faisceau, le canaliseur à diaphragmes est monté tout près de la source et se déplace avec elle. Les courants d'ionisation sont mesurés en variant la distance de la source à une pression donné.

La courbe de Bragg relative aux rayons α du polonium que Mme I. Curie ⁽¹⁾ a obtenue avec cet appareil est donnée comme une courbe correspondant assez bien à la définition d'une courbe de Bragg normale.

Le canaliseur à diaphragme étant soigneusement réglé par rapport aux dimensions géométriques de la chambre d'ionisation, on devrait trouver pour les courbes faites avec la même source dans des conditions différentes de pression et de température, que la valeur du parcours extrapolé R est pro-

(1) I. CURIE, *Loc. cit.*, p. 380.

proportionnelle à $\frac{1}{k}$ et que le courant d'ionisation maximum I est proportionnel à k , où $k = \frac{p}{760} \times \frac{288}{273 + t}$ est un facteur

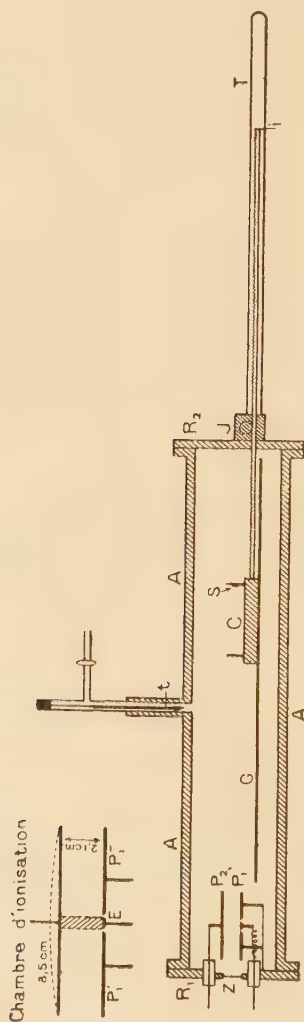


Fig. 1. - E, électrode étroite isolée; P_1 , plateau connecté au sol; P_2 , plateau chargé électriquement; S, source de rayonnement; C, chariot canaliseur; t, thermomètre; A, enceinte métallique; T, tube de verre portant une échelle divisée; i, index pour lire la position du chariot; J, joint à mercure pour la crémaillère; R_1 , R_2 , rodages; G, glissière pour le chariot; Z, écran au sulfure de zinc pour la vérification du réglage de l'appareil.

de réduction des distances x de la source à la chambre d'ionisation, mesurées à la pression p et à la température t , aux distances équivalentes à 15° C. et 760 mm. de mercure.

Les nombres relatifs à une même source, obtenus avec le canaliseur à diaphragme, indique effectivement qu'il y a une proportionnalité rigoureuse entre le parcours extrapolé R et $\frac{I}{k}$. Mais le rapport $\frac{I_1}{k_1}$, pour une pression telle que le courant maximum I_1 se mesure à 34 cm. de la source, est inférieur de 3 o/o à la valeur du rapport $\frac{I_2}{k_2}$ lorsque I_2 est mesuré à 17 cm. seulement de la source.

Divers chercheurs (I. Curie, F. Joliot), qui ont travaillé avec l'appareil indiqué, avaient d'ailleurs constaté qu'une courbe de Bragg construite à une basse pression, c'est-à-dire avec le maximum très éloigné de la source et ensuite ramenée à 15° C. et 760 mm. ne coïncidait pas tout à fait avec la courbe obtenue pour des pressions plus élevées.

Afin d'élucider cette question, j'ai mesuré les courants maxima de la courbe dite normale, pour diverses distances correspondant à différentes pressions.

On s'assure tout d'abord que le faisceau géométrique des rayons α est bien centré par rapport à la chambre d'ionisation. On laisse entrer de l'air à une pression qu'on mesure et on construit la partie de la courbe de Bragg au voisinage du maximum, ce qui permet par suite de préciser le maximum lui-même.

J'ai constaté que les courants maxima I ainsi déterminés n'étaient pas proportionnels aux pressions correspondantes. Ramenés à 15° C. et 760 mm., les I obtenues à grandes distances étaient plus petits que ceux obtenus tout près de la chambre d'ionisation.

Les tableaux ci-dessous et la courbe de la figure 2 indiquent la diminution du courant I , lorsque la distance entre la source et la chambre augmente.

TABLEAU I

Pression	Distance	I _{max} . (gr/sec.)
120,0 mm.	198 mm.	2,77
103,0	250	2,52
87,5	300	2,09
77,0	340	1,80
62,2	410	1,44
53,0	490	1,13

TABLEAU 2

D	$\frac{\Delta I}{I}$ en o/o
350 mm.	5
400	9
450	17
500	24

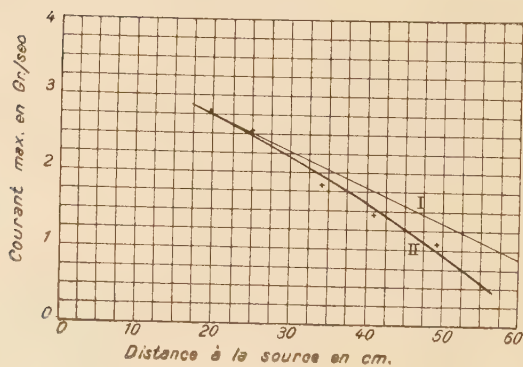


Fig. 2.

La droite I de la figure 2 correspond à la proportionnalité, tandis que II est la courbe expérimentale. Les rapports

entre les différences des ordonnées et les ordonnées de la courbe II $\left(\frac{\Delta I}{I}\right)$ sont donnés dans le tableau 2.

Pour chercher la cause de cette diminution, j'ai voulu me rendre compte si l'accroissement de dispersion d'un faisceau de rayons α canalisé, lorsque la pression augmente, n'y intervenait pas. Cet accroissement de dispersion avec la pression se voit très nettement sur les photographies faites par Sahani ⁽¹⁾.

On sait que lorsqu'un faisceau parallèle et monocinétique de rayons α traverse une couche de matière, il subit entre autres modifications, une diffusion dans un certain angle solide. Cette diffusion résulte du fait qu'il y a des échanges de quantité du mouvement entre les particules α et les diverses particules électrisées de la couche matérielle. La masse de la particule α étant très grande par rapport à celle des électrons constituant la plupart des centres diffusants, seules sont déviées notablement les particules ayant éprouvé plusieurs chocs dont les effets se sont ajoutés et ayant subi ainsi une *diffusion multiple* ⁽²⁾.

Pour rechercher l'effet de la diffusion multiple sur le faisceau canalisé utilisé précédemment pour la mesure d'ionisation, on interpose à l'intérieur de l'appareil (fig. 1) un écran de sulfure de zinc perpendiculairement au faisceau, à une distance donnée. On s'arrange pour que la plage lumineuse qui se dessine sur l'écran lorsqu'on fait le vide dans l'appareil soit visible à l'extérieur. On constate alors que les dimensions de la plage lumineuse dans le vide correspondent exactement à celles de la section du faisceau géométrique pour la distance considérée. Ensuite, lorsqu'on introduit

(1) SAHANI, *Phil. Mag.*, 29 (1916), p. 836 ; 33 (1917), p. 290.

(2) La probabilité des chocs exceptionnels avec les noyaux qui peuvent faire dévier les particules α d'un angle allant jusqu'à 180° étant très faible l'élargissement global du faisceau ne dépend pratiquement pas de telles rencontres.

de l'air, on voit la plage lumineuse s'élargir considérablement au fur et à mesure que la pression augmente. Mais lorsque la pression dépasse une certaine valeur, les particules « n'ont plus assez d'énergie pour signaler leur arrivée sur l'écran, et les scintillations deviennent trop faibles pour que la plage lumineuse soit visible.

Pour chercher si les dimensions de la plage lumineuse dépassent celles de la chambre d'ionisation pour une distance donnée de la source à l'écran, on relève le contour de la plage pour chaque pression et on recommence ces opérations pour des distances différentes.

Voici les conditions expérimentales dans lesquelles j'ai opéré avec l'appareil de la figure 1.

Le rodage portant les plateaux de la chambre d'ionisation a été remplacé par une plaque de verre. Sur le côté interne de cette plaque est collé un écran de sulfure de zinc de dimensions plus grandes que celles de la section perpendiculaire de la chambre d'ionisation. Cet écran est soigneusement centré par rapport à la chambre au moyen des droites tracées sur la plaque à l'extérieur. Des échelles millimétriques sont collées également à l'extérieur, encadrant l'écran, qui permettent de mesurer les déplacements du microscope, lors de l'exploration de la plage lumineuse, dont il s'agit d'évaluer la surface. Le microscope sert à compter les scintillations en vue de préciser le contour de la plage.

La marche des expériences est la suivante. Lorsqu'on fait un vide de l'ordre du millième de millimètre de mercure, sur l'écran se dessine une plage rectangulaire très brillante dans l'obscurité. Avec le microscope on détermine les nombres décroissants de scintillations par minute, lorsqu'on se déplace avec lui du centre de la plage vers les bords, en hauteur et en largeur. On commence à compter les scintillations aussitôt qu'il est possible de le faire, ce qui est le cas tout près des bords de la plage. De là, on déplace le microscope de petites distances connues, comptant chaque fois le nombre

de scintillations. Ainsi on arrive à une distance du centre, ou le nombre de scintillations est égal au nombre du « mouvement propre de l'appareil » qu'on avait déterminé avant d'introduire la source. Ces mesures en hauteur et en largeur permettent de construire des courbes de nombres de scintillations en fonction de la distance du centre. On refait ces mesures en introduisant de l'air à des pressions connues jusqu'à ce que les scintillations soient encore visibles. La figure 3 indique la forme de ces courbes à des pressions différentes.

Calculons maintenant la perte en courant du fait que les rayons α sortent de la chambre d'ionisation.

Le nombre de paires d'ions produit par une particule α du polonium le long de son parcours de 3,87 cm., à 15° C. et 760 mm. de mercure, est $1,55 \cdot 10^5$. Donc la quantité d'électricité libérée par une particule α est égale à :

$$1,55 \cdot 10^5 \times 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ u. e. s.}$$

La largeur de la chambre d'ionisation étant seulement de 4 mm. le courant qu'on recueille sur l'électrode isolée dans la région du maximum est de 1/6 du courant total; c'est-à-dire égal à : $1,55 \cdot 10^5 \times 4,77 \cdot 10^{-10} \times 1/6 = 1,23 \cdot 10^{-5} \text{ u. e. s.}$ à 15° C. et 760 mm. de mercure.

On admet que le courant est proportionnel à la pression. Alors pour une pression de p mm. le courant correspondant à une particule α est de :

$$\lambda = 1,23 \cdot 10^{-5} \times \frac{p}{760} \text{ u. e. s.}$$

De la figure 3, on détermine le nombre moyen par minute des particules α sur la région en dehors de la chambre. Soit n ce nombre, a (cm.) la largeur de la plage et b (cm.) la hauteur de la bande lumineuse en dehors de la chambre. La surface totale de la plage en dehors de la chambre est

donc $2 \times a \times b$ cm². La surface du champ d'observation du microscope est de 3,1 mm². D'où le nombre total :

$$N = \frac{n \times 2 \times a \times b}{0,031}.$$

Et le courant correspondant à N est : $\Delta I = \frac{N}{60} \times \lambda.$

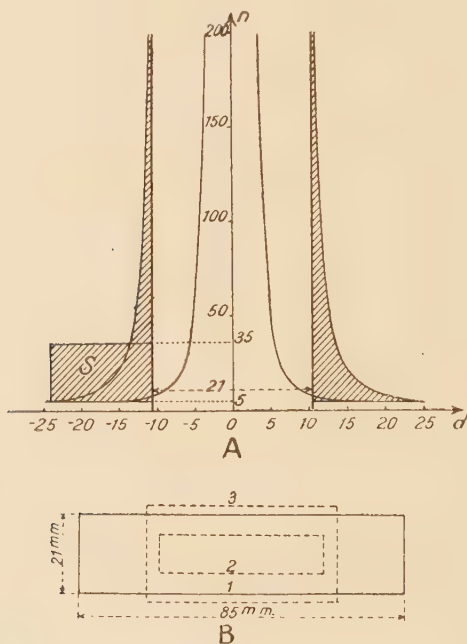


Fig. 3. — Détermination du nombre moyen par minute des particules α sur la région en dehors de la chambre d'ionisation

A. — d = distance en millimètres du centre de la plage lumineuse.

n = nombre de scintillations par minute.

Les courbes à l'intérieur de la chambre (de 21 mm. de hauteur) délimitent le faisceau dans le vide, tandis que celles en dehors de la chambre délimitent le faisceau épanoui à la pression de 60 mm.

B. — 1^o La section verticale de la chambre d'ionisation.

2^o La plage lumineuse dans le vide.

3^o La plage lumineuse à la pression de 60 mm.

Comme on connaît le courant I relatif à cette distance et à cette pression on peut évaluer, en pourcentage, la perte du courant provoqué par l'intervention du phénomène de dispersion.

Prenons l'exemple numérique des mesures faites à la distance $D = 350$ mm. de la source et à la pression de 60 mm.

Nous avons :

$$\lambda = 1,23 \cdot 10^{-5} \times \frac{60}{760} ;$$

$$n = 30 \text{ par minute} ;$$

$$a = 1,3 \text{ cm.} ;$$

$$b = 5,3 \text{ cm.} ;$$

$$N = \frac{2 \times n \times a \times b}{0,031} = \frac{13,8 \times 30}{0,031} = 1,335 \times 10^4.$$

Le courant correspondant est :

$$\Delta I = \frac{N}{60} \times \lambda = 2,08 \times 10^{-4} \text{ u. e. s.}$$

La constante de la lame de quartz utilisée dans mes expériences, suivant la méthode de Zéro employée au laboratoire Curie, pour mesurer les courants d'ionisation est de 5,904 u. e. s. pour 1 000 gr./sec. Donc le nombre de gr./sec. correspondant au ΔI est :

$$\Delta I = \frac{2,08 \times 10^{-4}}{5,904 \times 10^{-3}} = 0,035 \text{ gr./sec.}$$

A cette pression de 60 mm. et à la distance de 350 mm. de la source le courant I mesuré a été de 0,57 g./sec.

D'où le pourcentage du courant perdu est :

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{0,035}{0,57} = 6 \text{ o/o.}$$

Cette diminution de I se manifeste par un léger relèvement de la courbe de Bragg entre le maximum et l'origine.

Les résultats des expériences à des distances et des pressions différentes sont donnés par le tableau suivant :

TABLEAU 3

D	p	a	b	n	N	$\frac{\Delta I}{I}$ en o/o
350	60 mm.	1,3 cm.	5,3 cm.	30.	$1,325 \times 10^4$	6
400	50	1,2	6,0	45	$2,1 \times 10^4$	10
500	20	1,9	7,2	40	$3,6 \times 10^4$	20

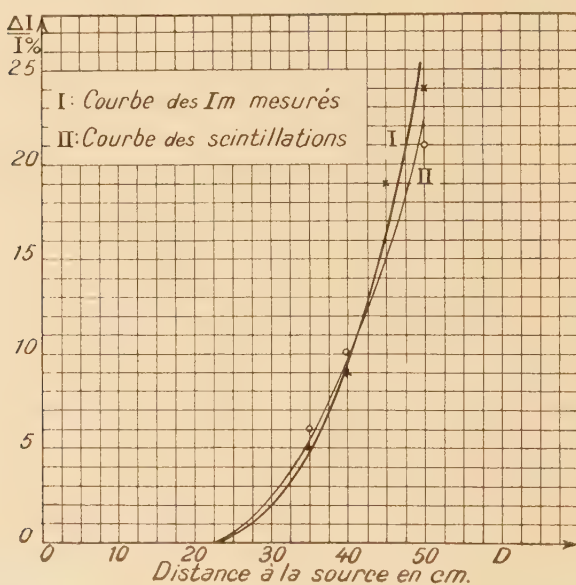


Fig. 4.

En comparant ces résultats avec ceux obtenus par la mesure des courants maxima à des pressions et distances différentes (tableau 2, p. 10) on constate une concordance frappante. La figure 4 indique bien que la courbe II obtenue par scintillations se confond pratiquement avec la courbe I obtenue par la mesure des I maxima.

La figure 5 montre schématiquement la courbure des

rayons α lorsqu'ils s'écartent du faisceau géométrique par suite de la diffusion multiple.

La conclusion de cette étude est que le phénomène général de la diffusion d'un faisceau de rayon α lorsque ceux-ci traversent la matière, influence la forme des courbes de Bragg. Les trajectoires sont incurvées et quelques-unes n'entrent plus dans la chambre d'ionisation lorsque la canalisation n'est pas suffisamment forte par rapport aux dimensions de la chambre.

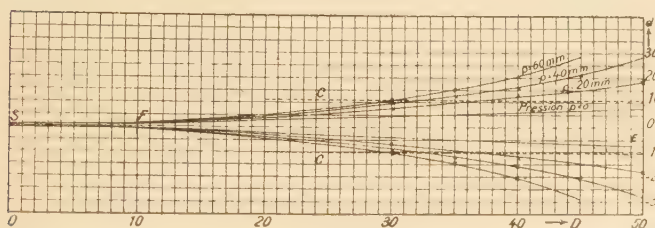


Fig. 5. — Epanouissement d'un faisceau de rayon α par suite de la diffusion multiple.

S = Source de Po ; F = Fente terminale du canaliseur.

C = Tracé de la Chambre d'ionisation ; E = Ecran de ZnS.

D = Distance de l'écran E à la source en centimètres.

d = Distance en hauteur du centre de la plaque lumineuse sur l'écran E en mm.

Le faisceau épanoui de rayons α est délimité par des lignes correspondant à $n = 50$ scintillations par minute à des pressions différentes.

Ces considérations permettent de définir les conditions expérimentales favorables pour obtenir des courbes de Bragg rigoureusement normales, donc comparables entre elles.

L'appareil le mieux adopté pour la construction des courbes de Bragg normales est un appareil du genre de celui de I. Curie : chambre d'ionisation parallèle au faisceau, facilitant les conditions de saturation, avec les plateaux de gardes ; canaliseur à diaphragme tout près de la source et se dépla-

çant avec elle. Mais il faut que les dimensions géométriques de l'appareil et le degré de canalisation soient tels qu'on ait toujours $\frac{1}{K} = C^{\text{te}}$. Pour qu'il en soit ainsi on serait obligé d'utiliser des sources radio-actives de grande densité ce qui n'est pas toujours facile ni même désirable, comme dans le cas de polonium, à cause du danger de contamination de l'appareil et d'altération rapide de la source ; il semble alors mieux indiqué l'emploi d'appareils électrométriques de très grande sensibilité.

Nous verrons que la seule méthode de mesure des courants, compatible avec une chambre d'ionisation munie de plateau de garde, est la méthode de compensation qui permet de maintenir constamment au zéro l'électrode isolée.

CHAPITRE II

Courbes de Bragg normales.

Pour pouvoir obtenir, dans les meilleures conditions possibles, des courbes de Bragg normales, il nous a paru nécessaire de faire construire un nouvel appareil, soigneusement mis au point pour éviter l'effet de dispersion ainsi que toutes les autres causes d'erreur connues.

Pour le choix des dimensions de l'appareil nous avons été guidés, outre les considérations théoriques, par l'idée d'étudier l'ionisation dans tous les gaz rares, ce qui nous a imposé un volume très réduit (200 cm³ environ).

Description de l'appareil ⁽¹⁾. — La figure 6 donne le schéma de l'appareil que nous avons fait construire d'après les précieux conseils de M. F. Joliot. Comme on le voit, il est analogue à l'appareil de la figure 1. Indiquons cependant quelques points de différence.

L'effet nuisible de la dispersion du faisceau canalisé de rayons α s'étant manifesté surtout verticalement nous avons augmenté la hauteur de la chambre d'ionisation de 21 mm. à 26 mm. La largeur de l'électrode centrale, égale à l'épaisseur de la tranche de gaz ionisé, est de 3 mm. au lieu de 4 mm. et on peut admettre que les lignes de force du champ électri-

(1) Cet appareil étant petit et très compact s'est montré d'une exécution délicate. Il a été construit par M. Charrier dans l'atelier de l'Institut du Radium d'après les plans qu'on lui a fournis.

que sont encore sensiblement perpendiculaires aux plateaux P_1 et P_2 dans cette région.

La source S est fixée sur un porte-source conique au moyen d'un cache qui, d'autre part, délimite sur la source une surface rectangulaire de 4 mm. sur 1 mm. Le porte-source est vissé au bout d'une tige cylindrique T , qui est soutenue et guidée horizontalement par un rodage conique très robuste R_2 . L'autre bout de la tige est prolongé par une pièce en fer doux F qui porte à son extrémité une fente rectangulaire avec deux fils, très fins, collés au milieu de ses deux

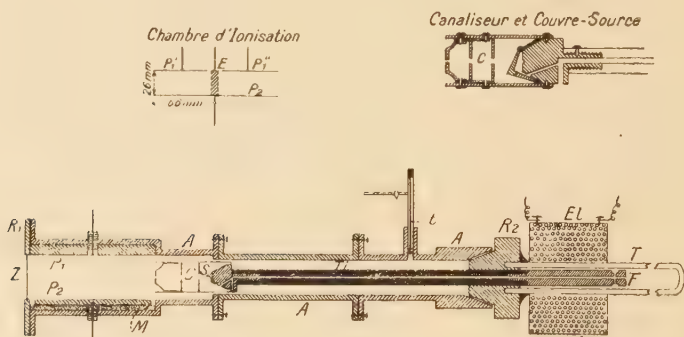


Fig. 6.

ouvertures, déterminant un plan vertical qui indique sur le tube de verre T , gradué en demi-millimètres, la distance de la source à la chambre d'ionisation. On déplace la source en agissant sur F , de l'extérieur du tube T , par un électro-aimant El qui glisse sur un rail, fixé parallèlement au tube T sur le bâti de l'appareil.

Le canaliseur C est à diaphragmes avec une partie mobile permettant de faire varier sa longueur entre 3,5 cm. et 6,5 cm. suivant le degré de canalisation que l'on veut obtenir afin que le faisceau reste entièrement entre les plateaux de la chambre d'ionisation. Le réglage de la fente terminale de C

permet de modifier la hauteur du faisceau en vue d'ajuster également la canalisation.

Le porte-source est muni d'un couvre-source qui couvre ou découvre la source simplement en tournant le rodage conique R_2 . Il est très utile de prendre la précaution de garder la source fermée, tout spécialement pendant que l'on fait le vide, poussé et prolongé, avant d'introduire un gaz autre que de l'air et ne la découvrir qu'au moment des mesures du courant d'ionisation. On évite ainsi les risques d'activation de l'appareil et les énormes pertes de temps qui en résultent.

Le rodage plat R_1 porte un écran de sulfure de zinc Z de mêmes dimensions que la section verticale de la chambre d'ionisation (7 cm. sur 2,6 cm.).

La mise au point de la canalisation consiste à régler la longueur du canaliseur et l'ouverture de sa fente terminale pour que la plage lumineuse reste entièrement sur l'écran Z alors même que la source se trouve le plus loin possible et à une pression telle que les scintillations soient juste visibles dans l'obscurité. Pour qu'il en soit ainsi dans l'air il faut que la hauteur et la largeur de la fente finale ne dépassent pas 0,3 mm. et 2,5 mm. respectivement, lorsqu'on maintient la longueur du canaliseur à 5,4 cm.

L'enveloppe métallique A de l'appareil est cylindrique et a 28 mm. de diamètre avec une partie rectangulaire du côté de la chambre d'ionisation. Sa longueur totale est telle que l'on peut faire varier la distance de la source au milieu de l'électrode centrale jusqu'à 25 cm. Au milieu de A se trouve un tronçon que l'on peut enlever pour raccourcir l'appareil. On peut ainsi diminuer son volume lorsqu'on travaille avec des gaz dont on ne dispose qu'en petite quantité.

Méthodes de mesure des courants d'ionisation.

Dans les conditions de canalisation que nous venons d'indiquer et avec des sources de polonium de 4 à 5.000 u. e. s. d'activité, les courants maxima mesurés étaient de l'ordre du millième d'unité électrostatique.

L'électromètre bifilaire Wulf que nous avons employé tout d'abord à cause de sa simplicité s'est montré d'une sensibilité insuffisante.

Pour les mêmes raisons de simplicité nous avons utilisé ensuite l'électromètre de Pohl d'une très grande sensibilité allant jusqu'au centième de volt par division de son échelle micrométrique. Les courbes construites avec cet appareil restèrent légèrement discordantes, même lorsqu'on s'est assuré que toutes les causes d'erreur telles que l'insuffisance de la canalisation du faisceau de rayons α , l'impureté des sources, les fuites de la chambre d'ionisation, etc., étaient éliminées. Il nous a fallu alors rechercher si l'électromètre Pohl lui-même, malgré sa grande sensibilité, pouvait convenir à la mesure des courants avec une chambre d'ionisation comportant des plateaux de garde. Etant donné la petite capacité de l'électromètre (2,4 cm.), un champ électrique croissant doit s'établir à travers les rainures (de 0,5 mm. de largeur), qui séparent l'électrode isolée des plateaux de garde, aussitôt que les charges commencent à s'accumuler sur la première.

On vérifie l'existence de ce champ et de son action perturbatrice sur les mesures des courants d'ionisation en laissant le fil de l'électromètre se déplacer le long de l'échelle micrométrique sous l'action des charges qui s'accumulent sur lui. On constate que le fil se ralentit progressivement avant de s'arrêter définitivement, ce qui montre que les ions ne peuvent plus atteindre l'électrode isolée, mais sont entraînés vers les plateaux de garde lorsqu'ils arrivent dans son voisinage. Il

n'était donc pas surprenant que les courbes de Bragg obtenues avec des sources d'intensités différentes ne soient pas comparables entre elles.

On peut donc conclure que la méthode de vitesse de déviation pour la mesure des courants d'ionisation est à éviter lorsqu'on travaille avec une chambre d'ionisation munie de plateaux de garde, ce qui est notre cas.

Électromètre Compton. — L'électromètre Compton, quoi qu'exigeant une mise au point préalable fort délicate, s'est

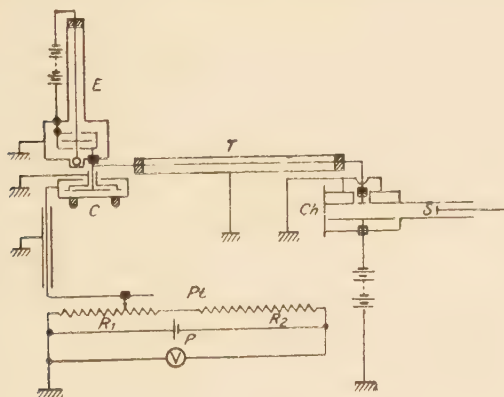


Fig. 7. — *Montage électrométrique.*

E, électromètre Compton ; *C*, condensateur de compensation dont le coefficient d'influence est 30 u. e. s. ; *T*, tige à vide ; *Ch*, chambre d'ionisation ; *S*, source ; *Pt*, double potentiomètre ; *R*₁, résistance de 5.500 ohms et d'une longueur de 40 cm. ; *R*₂, boîte de résistance allant de 10.000 ohms à 400.000 ohms qui permet avec *R*₁ de varier la différence de potentiel maximum appliquée entre les armatures de *C* ; *P*, un élément d'accumulateur ; *V*, voltmètre étalon.

montré l'appareil électrométrique idéal pour la mesure du courant d'ionisation de l'ordre de 10^{-3} u. e. s. Sa sensibilité au potentiel peut être augmentée jusqu'à 20 m./volt sans grande difficulté d'utilisation, et nous l'avons employé comme

appareil de zéro. La méthode de compensation utilisée était celle de Townsend ⁽¹⁾; la figure 7 indique le montage.

Le courant est donné par la formule :

$$i = C \frac{\Delta V}{300} \cdot \frac{1}{\Delta t} = 30 \frac{2}{300} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{\Delta t}$$

(ΔV est la variation totale de la différence de potentiel entre les armatures du condensateur, et Δt le temps de compensation). On fait varier la valeur de la résistance R_2 pour que Δt ne dépasse pas 100 secondes. Avec ce montage, les mesures sont rapides et très régulières, et les courbes que l'on obtient sont tout à fait concordantes.

Résultats expérimentaux. Courbe de Bragg de polonium dans l'air. — On construit une courbe complète en opérant à différentes pressions dont chacune donne une portion de la courbe; les divers tronçons se recouvrent partiellement et permettent ainsi la construction de la courbe entière. On corrige ces pressions pour tenir compte de la température en réduisant la hauteur de la colonne de mercure à 0° C. Avec une source de polonium les tronçons construits à des pressions variant de 50 à 210 mm. de mercure permettent de s'approcher de l'origine jusqu'à 6 mm. La distance x de la source au milieu de la chambre d'ionisation, mesurée à la pression p et la température t , est réduite à une distance équivalente à 760 mm. de pression et 15° C. en la multipliant par le facteur :

$$K = \frac{p}{760} \times \frac{288}{273 + t}.$$

La correction à faire pour ramener la courbe expérimentale à sa forme relative à une chambre d'ionisation d'épaisseur nulle est négligeable, étant donné l'épaisseur de la chambre qui n'est que de 3 mm. Le courant I qui correspond au maximum est pris comme unité pour l'axe des ordonnées.

(1) TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 6 (1903), p. 598.

Plusieurs séries de courbes construites dans les conditions expérimentales décrites précédemment sont parfaitement concordantes. Voici par exemple les nombres relatifs à deux séries de trois courbes, chaque série étant obtenue avec la même source ; I est le courant maximum, corrigé pour la décroissance du polonium, 0,5 o/o par jour, lorsque les courbes ne sont pas faites le même jour.

TABLEAU 4

K	R cm.	I	$K \times R$ cm.	I/K
0,290	13,33	2,00	3,871	6,90
0,2408	16,02	1,66	3,863	6,89
0,1744	22,21	1,207	3,870	6,89
0,262	14,76	2,740	3,865	10,47
0,211	18,34	2,218	3,873	10,50
0,166	23,20	1,740	3,870	10,51

On constate que le parcours extrapolé R, dans ces conditions différentes de pression et de température, est bien proportionnel à $\frac{1}{K}$, alors que le courant maximum I est directement proportionnel à K. Le canaliseur ayant seulement une longueur de 5 cm., la partie de la courbe entre l'origine et le maximum correspond à une canalisation du faisceau des rayons α faite tout au début, sur le cinquième environ de leurs trajectoires.

La courbe d'ionisation de polonium donnée dans ce travail, figure 8, pourrait donc être considérée comme rigoureusement normale. Pour la comparer avec la courbe de Mme I. Curie, nous les avons tracées sur la même figure. Elles sont parfaitement concordantes sur le dernier centimètre comprenant le maximum et la fin des parcours ; les tangentes d'inflexion qui déterminent les parcours extrapolés

aux points de leurs intersections avec l'axe des abscisses, se confondent.

Mais ces deux courbes ne se superposent pas dans la région comprise entre l'origine et le maximum. La courbe 1 pour laquelle le rapport $\frac{1}{K}$ est rigoureusement constant passe

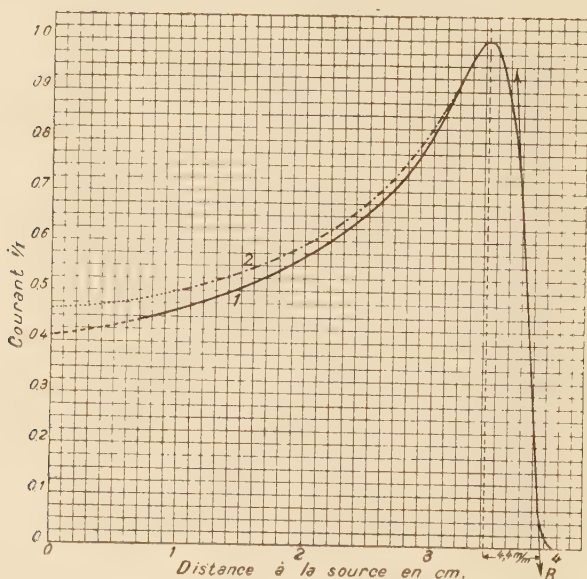


Fig. 8. — Courbe de Bragg pour les rayons α du polonium dans l'air à 15° C. et 760 mm. de pression.

Courbe 1. — — — D'après R. Naidu.

Courbe 2. — - - - D'après I. Curie.

- - - - et Portions extrapolées de ces deux courbes.

en dessous, et le rapport de l'intensité du courant d'ionisation près de la source (pour l'abscisse $x = 0$) à l'intensité maxima est 0,41 au lieu de 0,46.

Nous obtenons un parcours extrapolé de 3,868 cm. $\pm 0,006$, valeur moyenne de dix déterminations, pratiquement identique à la valeur 3,87 cm. donnée par Mme I. Curie.

Courbe d'ionisation des rayons α du radium C'.

Le groupe de rayons α du radium C' est très souvent utilisé comme groupe de référence pour la détermination des vitesses et des parcours des autres groupes de rayons α . Il est donc intéressant de connaître aussi exactement que possible la courbe de Bragg normale relative à ce groupe dans l'air. C'est pourquoi nous avons essayé d'établir cette courbe au moyen de notre appareil.

Détails expérimentaux, préparation des sources. — Les dimensions de la source, comme on l'a déjà vu, ne doivent pas dépasser 1 mm. sur 4 mm.

La plus grande difficulté qu'on rencontre dans cette étude concerne la préparation des sources de grande densité d'activité que nécessitent à la fois la forte canalisation du rayonnement et la rapide décroissance du radium C.

Nous avons tout d'abord essayé, mais sans succès, l'activation par la condensation du radon sur la source suivant la méthode de Pettersson⁽¹⁾.

Une tige métallique verticale dont une des extrémités est plongée dans l'air liquide transmet le froid à la source qui est posée sur l'autre extrémité à l'intérieur d'un récipient où se trouve le radon. On constate que la moindre trace d'humidité en se condensant la première, empêche la condensation du radon directement sur la source.

Après des tentatives diverses nous avons finalement adopté et mis au point un appareil⁽²⁾ (fig. 9), qui permet d'activer une lame métallique de très petites dimensions, portée à un potentiel électrique, en présence du radon.

⁽¹⁾ PETTERSON, *Wien. Ber.*, **132** (1923), p. 155.

⁽²⁾ Un appareil analogue avait été utilisé par Mme I. Curie et M. F. Joliot pour préparer des sources circulaires de 5 mm. de diamètre.

La source est constituée par un ruban de nickel ⁽¹⁾ pur qu'on fixe sur le sommet du cône d'ébonite C. Une tige métallique mince qui traverse le cône C permet de relier la source à une batterie de tension électrique. L'ampoule du radon est introduite dans le tube de caoutchouc T de sorte qu'on peut la casser après avoir fait le vide et fermé le robi-

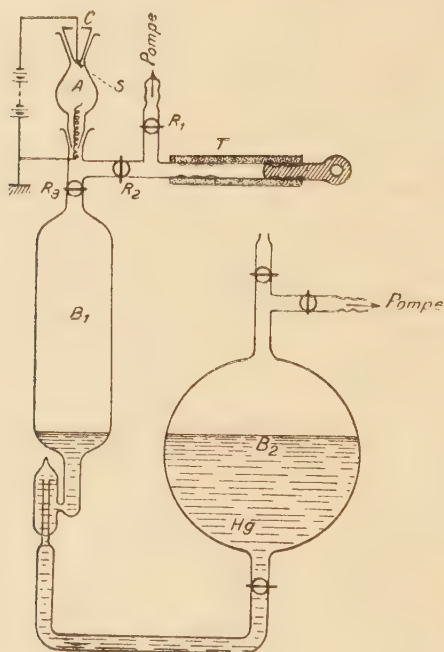


Fig. 9.

net R_1 . Le radon est aspiré par le ballon B_1 de grand volume (environ 1 litre). On attend quelques minutes, pour que le

(¹) Le mercure qui forme l'électrode positive dans le récipient où l'activation a lieu et qui est soumis à une action ionisante très intense dans un champ électrique se condense sur la cathode sous forme de fines gouttelettes. Il est donc préférable pour cette raison d'utiliser des lames de nickel qui ne se laissent pas attaquer par le mercure.

radon se diffuse bien dans l'appareil et on ferme le robinet R_2 . Ensuite on fait monter le mercure qui refoule le radon dans le récipient A où l'activation a lieu. Le niveau de mercure peut monter jusqu'à 1 ou 2 cm. de la source S suivant la quantité d'air résiduel mélangé au radon refoulé. On établit la tension sur S et on relie le mercure au sol au moyen d'un fil de platine qui est soudé à travers la paroi de verre tout près du récipient A.

Après 2 heures $1/2$ environ d'activation, durée suffisante pour que le régime d'équilibre soit atteint, on coupe la tension et on fait descendre le mercure en faisant le vide dans le ballon B_2 .

Le radon est entraîné en très grande partie dans le ballon B_1 et on l'isole du haut de l'appareil en fermant le robinet R_3 . On laisse entrer de l'air dans le récipient A en ouvrant les robinets R_1 et R_2 pour pouvoir retirer le cône C et on en détache la source S avec soin. On peut ainsi activer successivement plusieurs sources.

Pour chasser le radon occlu dans la source on lave celle-ci dans l'alcool pur et on la chauffe en l'approchant très près d'une plaque métallique maintenue à une température de 200^0 C. environ. Avant d'utiliser la source on mesure son intensité en la comparant à celle d'un étalon de radium.

Remarque. — Il nous semble utile d'indiquer quelques précautions indispensables pour avoir un bon rendement à chaque activation. Le sommet du cône d'ébonite C, ainsi que les parois du récipient de verre A, deviennent conducteurs sous l'action prolongée des rayonnements radioactifs et par le fait que le dépôt actif se dépose un peu partout, malgré le champ électrique. On constate ceci lorsqu'on active successivement plusieurs sources dans la même journée et qu'on mesure leurs activités : celles-ci diminuent de plus de 50 o/o d'une source à l'autre.

Pour remédier à cet inconvénient il est nécessaire de changer à chaque activation le bout du cône C, ce qui peut se

faire en y ajustant une rondelle d'ébonite amovible, de 1 ou de 2 mm. d'épaisseur. Entre deux séries d'activation le récipient A doit être bien lavé par un acide concentré pour dissoudre le dépôt actif et ensuite bouilli dans l'eau distillée et bien séché. C'est pour cette raison qu'on avait ajusté le récipient A au reste de l'appareil d'activation par un rodage.

On peut atteindre un rendement d'activation de 30 0/0 si la pression dans le récipient A est de l'ordre de quelques centimètres et le champ électrique de quelques centaines de volts/cm.

Marche d'une expérience. — On fixe la source sur le porteur ainsi que le canaliseur et on introduit l'ensemble dans l'appareil, en le vissant à la tige qui permet de déplacer la source par rapport à la chambre d'ionisation. On fait le vide et on introduit l'air sec à une pression p qu'on mesure au moyen d'un cathétomètre et on note la température t .

Les diverses manipulations nécessaires depuis l'arrêt d'activation jusqu'au commencement des mesures du courant d'ionisation demandent plus d'une demi-heure, ce qui suffit pour que le radium A soit pratiquement détruit.

On mesure le courant d'ionisation pour diverses distances de la source à la chambre, en notant l'heure exacte de chaque mesure. On reprend périodiquement les mesures relatives à une distance déterminée, ce qui permet de calculer, pour les autres points, la correction à faire pour la décroissance du dépôt actif.

La courbe entière s'obtient en raccordant plusieurs fragments, tracés chacun avec une source nouvelle.

Correction pour les rayons β et γ . — Pour chaque fragment on fait une correction pour tenir compte du rayonnement pénétrant émis par la source. Cette correction est faible, de 10/0 environ du courant maximum, si l'on fixe un aimant permanent tout près de la chambre d'ionisation afin de faire dévier les rayons β de faible énergie.

L'ionisation due au rayonnement pénétrant décroît très rapidement lorsque la distance de la source à la chambre augmente. Ceci s'explique du fait que les rayons β et γ ne sont pas canalisés comme le faisceau de rayons α , et le nombre des rayons β et γ qui traversent la chambre d'ionisation diminue comme l'inverse du carré de la distance x . Pour évaluer cette correction on recouvre la source d'un écran supprimant les rayons α et on mesure l'ionisation des rayons β et γ en fonction de x en tenant compte de la décroissance.

Dans nos expériences l'aimant permanent de 10 cm. de largeur formait un champ d'environ 400 gauss dans l'entrefer. L'écran employé pour supprimer les rayons α était de 0,05 mm. d'aluminium. Les rayons β d'énergie faible, susceptibles d'être absorbés par cet écran étaient déjà déviés par l'aimant. En mesurant le courant d'ionisation $i_{\beta} + \gamma$ pour les diverses distances x et ensuite le courant $i_{\alpha} + \beta + \gamma$ pour un de ces points on arrive à évoluer le rapport de ces intensités pour tous les autres points.

Les nombreux fragments qui constituent la courbe de Bragg de radium C', représentée sur la figure 10, ont été obtenus à des pressions variant de 90 mm. à 245 mm. de mercure, la température étant voisine de 20° C. Les parcours correspondants variaient donc de 58 cm. à 21 cm. le canaliseur ayant une longueur de 5 cm. on voit que la canalisation du faisceau de rayons α était faite tout au début, sur le quart au maximum de leur parcours. On peut donc considérer que cette courbe relative aux rayons α du radium C' est bien une courbe de Bragg normale.

La courbe 2 représentée sur la figure 10 a été déduite par I. Curie et F. Joliot d'après leur étude⁽¹⁾ du nombre d'ions produit par les rayons α du radium C' dans l'air.

(1) I. CURIE et F. JOLIOT, *C. R.*, 186 (1928) et *C. R.*, 187 (1928), p. 43. Cette courbe nous a été communiquée par les auteurs qui ne l'avaient pas encore publiée.

Les mesures étant faites en utilisant l'appareil absolu de Mme P. Curie ⁽¹⁾, ces auteurs ont pu, par ce moyen indépendant, contrôler la forme réelle de la courbe d'ionisation de ce groupe de rayons α .

La concordance de la courbe 1 avec cette courbe de contrôle étant très bonne, on peut admettre que la courbe 1 repré-

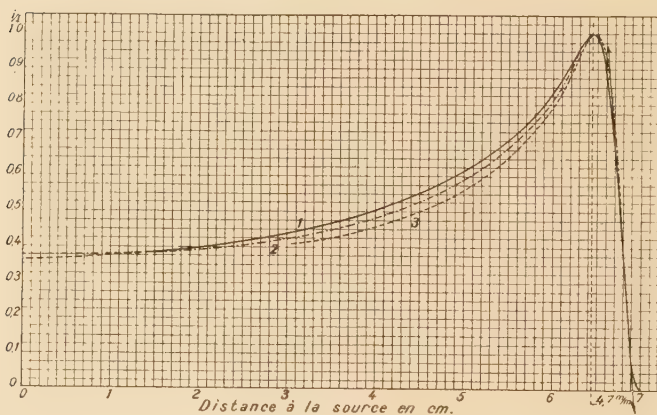


Fig. 10. — Courbe de Bragg pour les rayons α du radium C' dans l'air à 15° C. et 760 mm. de pression.

Courbe 1. — — — — — D'après R. Naidu.

Courbe 2. — Courbe de contrôle de I. Curie et F. Joliot.

Courbe 3. — - - - - Courbe de Bragg relative aux rayons α du polonium (R. Naidu).

sente bien la forme réelle de la courbe de Bragg relative aux rayons α du radium C'. Seulement, l'allure de la montée de la courbe 1 est légèrement plus accentuée et plus régulière que celle de la courbe 2. Ces deux courbes sont intermédiaires entre celle de Henderson et celle de I. Curie et F. Behounek avec $\frac{i}{I_{\max.}} = 0,36$ et $0,37$ respectivement, pour $x = 0$.

(1) Mme P. CURIE, *J. Chim. Phys.*, 22 (1925), p. 142.

Le parcours extrapolé trouvé au cours de la présente étude est égal à 6,92 cm. $\pm 0,005$ à 15° C. et 760 mm. de pression. Ce nombre, qui est la valeur moyenne de 5 déterminations, est inférieur aux nombres donnés par Geiger⁽¹⁾ (6,971 cm.), Henderson⁽²⁾ (6,953 cm.), I. Curie et Behounek⁽³⁾ (6,96 cm.), mais il se rapproche du résultat de Salaman et Harper⁽⁴⁾ (6,94).

Sur la même figure 10, on a représenté la courbe de Bragg (n° 3) relative aux rayons α du polonium, pour pouvoir la comparer avec les quatre derniers centimètres de la courbe 1, en faisant coïncider leurs parcours extrapolés. On constate que la courbe 3 est au-dessous de la courbe 1 jusqu'au maximum et que leurs maxima ne se superposent pas lorsque leurs descentes verticales coïncident, et vice-versa. Cette discordance s'explique facilement si l'on tient compte du phénomène de fluctuation des vitesses qui intervient lorsque les rayons α traversent une couche de matière.

Les rayons α du radium C' ont déjà parcouru 3 cm. d'air quand leur énergie devient égale à l'énergie initiale des rayons α du polonium. Mais cette traversée préalable d'une couche d'air de 3 cm. d'épaisseur a introduit une certaine hétérogénéité de vitesses dans le faisceau de rayons α du radium C' du fait que toutes les particules ne perdent pas exactement la même quantité d'énergie le long de leurs trajets. Il y a par conséquent dans ce faisceau un certain nombre de particules dont les vitesses sont légèrement inférieures à la vitesse initiale homogène des rayons α du polonium. Comme le pouvoir ionisant d'une particule α augmente lorsque sa vitesse diminue jusqu'à une certaine limite, la discordance entre les courbes provient de l'excès d'ionisation du faisceau hétérogène de rayons α du radium C'. Le fait que la

(1) GEIGER, *Zeit. f. Phys.*, 8 (1921), p. 45.

(2) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42 (1921), p. 538.

(3) I. CURIE et F. BEHOUNEK, *Journ. de Phys.*, 7 (1926), p. 125.

(4) HARPER et SALAMAN, *Proc. Roy. Soc.*, 127 (1930), p. 125.

fluctuation des parcours augmente en raison directe de la vitesse initiale des rayons explique également que le maximum de la courbe 1 soit plus étalé que celui de la courbe 3, et que ces deux maxima soient situés à 4,7 mm. et 4,4 mm. respectivement de la fin de leurs parcours extrapolés.

On peut donc conclure que les courbes de Bragg de deux groupes de rayons α , de vitesses initiales différentes, dans un gaz donné, et dans les mêmes conditions de température et de pression, ne sont pas rigoureusement superposables à partir de leurs parcours extrapolés. Ceci résulte du fait de la dispersion des vitesses en grandeur (« staggling » chez les auteurs anglais) varie d'un groupe à l'autre selon leur énergie initiale.

Comparaison de la courbe de variation de l'énergie avec la courbe de Bragg.

On peut rechercher jusqu'à quel point le pouvoir ionisant d'une particule α varie parallèlement à sa perte d'énergie.

Soit $-\frac{dT}{dx}$ la perte d'énergie de la particule α . Une certaine fraction f de cette perte d'énergie se retrouve dans le gaz absorbant sous forme d'énergie d'ionisation $\frac{d\varepsilon}{dx} = f \cdot \frac{dT}{dx}$. Si l'on admet que l'énergie nécessaire pour la formation d'un ion ne dépend pas de x , la courbe de Bragg reproduira la variation $\frac{d\varepsilon}{dx}$, du moins tant que les fluctuations de parcours et d'énergie n'interviennent pratiquement pas ⁽¹⁾. Alors le coefficient f serait lui-même constant, et la courbe de Bragg reproduirait la variation même de $-\frac{dT}{dx}$ ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Les fluctuations des parcours et d'énergie ne commencent à intervenir que dans la région du maximum.

⁽²⁾ En fait, pour comparer la courbe de Bragg avec la courbe de variation d'énergie on égale les ordonnées correspondant à une même valeur de l'abscisse sur ces deux courbes.

Si l'on observe qu'il y a un décalage entre la courbe de variations de $-\frac{dT}{dx}$ et la courbe de Bragg, il faudra en conclure que le facteur f n'est pas constant et que le « rendement » en ionisation varie avec le trajet x accompli par la particule.

La courbe de variation de $-\frac{dT}{dx}$ peut être déduite des

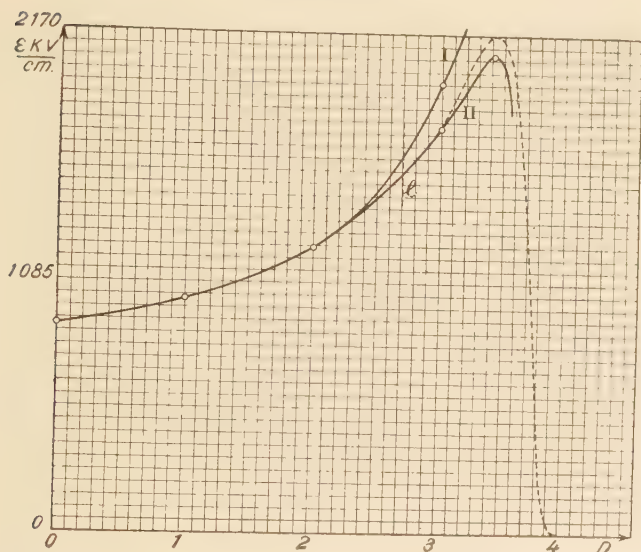


Fig. 11. — Comparaison de la courbe de la variation de l'énergie avec la courbe d'ionisation des rayons α du polonium.

I. — Courbe de variation de l'énergie déduite des expériences de G. Mano sur le ralentissement des rayons α dans l'air. La partie correspondant aux résultats expérimentaux est délimitée par l . La portion à droite de l représente la partie extrapolée au moyen des formules théoriques de H. Bethe.

II. Sur cette courbe la partie extrapolée est obtenue au moyen de l'équation de H. Bethe corrigée par F. Bloch et complétée par les termes de relativité.

----- Courbe de Bragg du polonium (n° 1, fig. 8)

expériences sur le ralentissement des rayons α . Pour effectuer la comparaison nous utiliserons les résultats expérimentaux

de G. Mano ⁽¹⁾, qui a étudié le ralentissement dans l'air et dans les gaz rares jusqu'à des vitesses restantes de l'ordre de 1,0 à $1,3 \cdot 10^9$ cm./sec.

Mano extrapole ses résultats expérimentaux vers les faibles vitesses au moyen des formules théoriques de H. Bethe et F. Bloch, après avoir déterminé une valeur empirique de

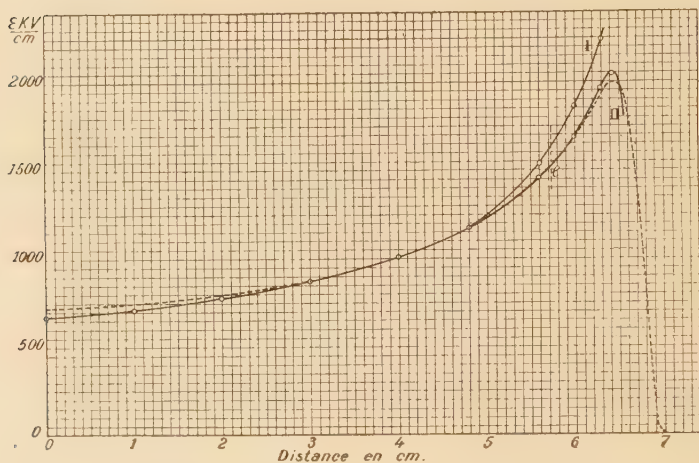


Fig. 12. — Comparaison de la courbe de variation de l'énergie avec la courbe d'ionisation des rayons α du radium C'.

I. — Courbe de variation de l'énergie déduite des expériences de G. Mano sur le ralentissement des rayons α dans l'air. La partie à gauche de l correspond aux résultats expérimentaux. La partie à droite de l est obtenue par-extrapolation au moyen de l'équation de H. Bethe.

II. — Sur cette courbe la partie extrapolée à droite de l est obtenue au moyen de l'équation de H. Bethe corrigée par F. Bloch et complétée par les termes de relativité.

----- Courbe de Bragg du radium C' (n° 1, fig. 10).

l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$ figurant dans ces formules.

Il appelle courbe I la courbe de variation de $-\frac{dT}{dx}$ obtenue en

(1) G. MANO, *Thèse*, Paris (1933), Cf. particulièrement §§ 34 et 37.

appliquant l'équation de Bethe telle quelle et courbe II la courbe de variation de $-\frac{dT}{dx}$ obtenue en appliquant l'équation de Bethe corrigée par Bloch et complétée par les termes de relativité.

Les figures 11 et 12 comparent les courbes de Bragg relatives au polonium et radium C' dans l'air aux courbes $-\frac{dT}{dx}$ obtenues comme nous venons de l'indiquer. On voit que pour le polonium la courbe de Bragg se confond pratiquement avec la courbe de perte d'énergie depuis l'origine jusqu'au moment où les courbes I et II de Mano se séparent. Dans la région du maximum la courbe de Bragg se place entre les courbes I et II en se rapprochant plutôt de cette dernière.

Pour le radium C' la courbe de Bragg et la courbe de $-\frac{dT}{dx}$ ne coïncident pas au début du parcours. Elles ne se rejoignent que pour $x=3$ cm. ce qui correspond sensiblement à l'origine de la courbe relative au polonium. Dans la région du maximum la courbe de Bragg relative au radium C' se confond pratiquement avec la courbe II de Mano.

On peut déduire de ces deux comparaisons que la courbe de Bragg et la courbe de $-\frac{dT}{dx}$ se superposent pratiquement dans les derniers 4 cm. du parcours. Le coefficient f est à peu près constant dans cette région, l'ionisation étant par conséquent proportionnelle à la perte d'énergie. Par contre pour les particules α de grande vitesse il semble y avoir un excès d'ionisation, le coefficient f ayant à l'origine de la courbe relative au radium C' une valeur supérieure d'environ 6 o/o à celle qu'il a en fin de parcours.

Cet excès d'ionisation au début du parcours représente un peu moins de 1 o/o par rapport à l'énergie totale de la particule α , ce qui est légèrement inférieur à l'excès signalé par I. Curie et F. Joliot (¹).

(¹) Cf. I. CURIE et F. JOLIOT, *C. R.*, 187 (1928), p. 43.

CHAPITRE III

Etude des courbes d'ionisation des rayons α du polonium dans les gaz rares.

Les courbes de Bragg dans les gaz rares ont un intérêt particulier du fait que ces gaz étant monoatomiques il n'y a pas de perte d'énergie des rayons α sous forme de rupture de molécules. La concordance entre ces courbes d'ionisation et les courbes de variation d'énergie correspondantes doit révéler ce fait. L'on peut, en comparant l'ionisation totale relative dans les gaz différents, tirer la valeur de l'énergie moyenne nécessaire pour la production d'une paire d'ions dans chacun d'eux, et voir si cette énergie concorde bien avec le potentiel d'ionisation correspondant que l'on connaît bien.

Il y a bien quelques déterminations des parcours dans les gaz rares mais il n'y a pas de courbes d'ionisation des rayons α dans ces gaz. Il nous a paru intéressant d'obtenir ces courbes aussi exactement que possible avec des gaz très soigneusement purifiés. Comme source radio-active il nous a paru tout indiqué d'utiliser le polonium, tant par sa vie moyenne relativement longue (140 jours) que par la facilité avec laquelle l'on peut préparer ces sources pures et de grande densité d'activité.

Purification des gaz rares. — Il est très important d'utiliser les gaz rares dans un état de très grande pureté. C'est dans le cas de l'hélium que l'influence d'une impureté sur le parcours est la plus grande. En faisant un calcul simple analo-



Fig 13.

gue au calcul que MM. F. Joliot et T. Onoda ⁽¹⁾ ont fait dans le cas de l'hydrogène pur, on trouve que 1 o/o d'impureté comme l'air ou la vapeur d'eau conduit à une erreur de 5 o/o sur le parcours dans l'hélium pur, c'est-à-dire une erreur d'un centimètre sur son parcours qui est voisin de 21 cm.

La purification de ces gaz spectroscopiquement contrôlée est la partie la plus délicate de cette étude. Les gaz que l'industrie fournit sont assez purs. Mais leur séjour dans les ampoules de verre munies des robinets à graisse et les diverses manipulations que comporte leur introduction dans l'appareil d'utilisation, après y avoir fait un vide préalable, diminuent le degré de cette pureté. Il est nécessaire de les repurifier juste avant de les utiliser.

Pour purifier l'hélium et le néon il suffit de les faire passer très lentement à travers le charbon de bois refroidi dans l'azote liquide ; les traces d'autres gaz sont retenues par le charbon de bois.

Pour les autres gaz rares la purification se fait par voie chimique. Les absorbants sont le cuivre chauffé pour l'oxygène, le calcium au rouge vif pour l'azote, l'oxyde de cuivre pour les traces d'hydrogène que peut dégager le calcium chauffé, et l'anhydride phosphorique pour la vapeur d'eau. Les absorbants sauf le dernier sont introduits dans un tube de verre peu fusible et chauffé électriquement jusqu'aux environs de 600° C.

La circulation du gaz à purifier se fait à travers l'appareil d'utilisation et les absorbants grâce à une trompe à mercure que l'on intercale entre les absorbants et le réservoir où le gaz est introduit initialement. La photographie (fig. 13) donne une vue d'ensemble de l'installation qui permet aussi la récupération totale d'un gaz après son utilisation ⁽²⁾.

(1) F. JOLIOT et T. ONADA, *Jour. de Phys.*, 9 (1928), p. 175.

(2) Le montage de l'appareil de purification est semblable à l'installation de M. A. Lepape au Collège de France. J'exprime mes plus vifs remerciements à M. Lepape pour les conseils qu'il a bien voulu me donner à ce sujet.

On contrôle spectroscopiquement la pureté du gaz en faisant passer une décharge électrique, à une pression de quelques millimètres de mercure à travers un tube de Plücker d'un modèle spécial établi par M. A. Lepape et monté tout près de l'appareil d'utilisation. La bande jaune d'azote est la dernière trace d'impureté à disparaître. En faisant circuler le gaz à travers l'appareil d'utilisation on le lave en entraînant l'air résiduel vers les absorbants. La pureté qu'on vérifie par l'analyse spectrale est bien la pureté du gaz au moment de son utilisation.

On prépare la source en faisant tourner une lame de nickel de 1 mm. sur 4 mm., très bien polie, dans une solution de polonium légèrement acidulée. L'activité de la source est mesurée à l'appareil absolu de Mme P. Curie. Nous avons employé des sources correspondant à des courants de saturation de 4 000 à 5 000 u. e. s. Mais avant de les utiliser on les a toujours exposés pendant une minute environ à un jet d'air chauffé aux environs de 50° C., ce qui diminue un peu l'activité.

Ce traitement préalable des sources est une précaution contre le danger d'activation de l'appareil, car le courant d'air chaud enlève les gros groupements d'atomes de polonium qui n'adhèrent pas bien à la lame de nickel. Avant de faire les mesures on s'assure que le faisceau reste bien canalisé et les rayons ne sortent pas de la chambre d'ionisation.

Courbe de Bragg relative aux rayons α du polonium dans l'hélium pur.

La longueur du canaliseur n'étant que de 6 cm. on a pu obtenir une grande partie (10 cm. environ) de la courbe de Bragg dans l'hélium en opérant à une pression voisine de la pression atmosphérique. Deux autres tronçons de la courbe

obtenus à 380 mm. et 190 mm. de mercure ont permis de prolonger la courbe entière jusqu'à 25 mm. environ de l'origine. Les courants d'ionisation deviennent trop faibles si l'on veut s'approcher d'avantage de l'origine en opérant à des pressions encore plus basses.

Les distances x mesurées à la pression p et à la température t sont ramenées aux distances correspondantes à 15° C. et 760 mm. de mercure en les multipliant comme d'habitude par le facteur de réduction k (voir p. 24). On prend comme unité des ordonnées la valeur du courant maximum d'ionisation. La correction à faire pour ramener la courbe à sa forme relative à une chambre d'ionisation d'épaisseur nulle est négligeable.

La figure 14 donne la courbe de Bragg des rayons α du polonium dans l'hélium pur. Nous avons obtenu avec des sources fraîchement préparées et avec différentes ampoules d'hélium repurifié deux courbes entières et une troisième courbe partielle ne donnant que le maximum et la fin du parcours.

Cette dernière courbe a été obtenue avec une source de polonium couverte par un écran mince d'acétate de cellulose dont on avait déterminé l'équivalent d'air. Le danger de contamination de l'appareil ainsi éliminé, on a pu pousser la purification de l'hélium en le faisant circuler à travers le charbon refroidi par l'azote liquide durant plus de huit heures.

Pour calculer l'équivalent en hélium de l'écran d'acétate de cellulose, on divise l'équivalent d'air de celui-ci par le pouvoir d'arrêt de l'hélium relatif à l'air. Gurney⁽¹⁾ donne pour le pouvoir d'arrêt relatif de l'hélium correspondant à une vitesse voisine de la vitesse initiale des rayons α du polonium la valeur 0,175, valeur retrouvée par G. Mano⁽²⁾.

(1) GURNEY, *Proc. Roy. Soc.*, **107** (1925), p. 340.

(2) G. MANO, *Thèse de doctorat*, Paris (1933).

Nous avons ainsi trouvé trois valeurs du parcours extrapolé dont la moyenne est :

$$\underline{R_{\text{He}} (15^{\circ} \text{ C. et } 760 \text{ mm. Hg}) = 21,4 \text{ cm. } \pm 0,2.}$$

Cette valeur du parcours est en très bon accord avec la valeur calculée à partir de la courbe de ralentissement par G. Mano (*loc. cit.*), qui est 21,45 cm.

L'erreur maximum de 0,2 cm. correspondrait à une impureté de 2 millièmes.

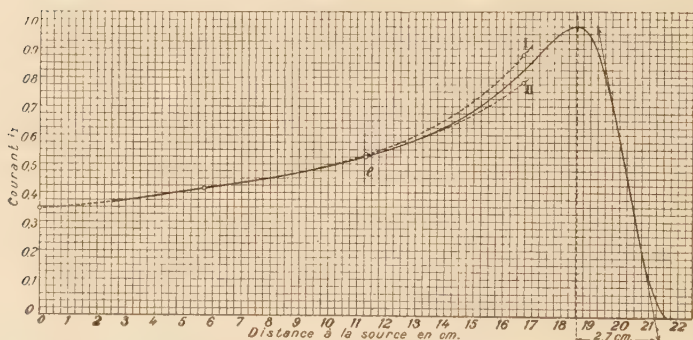


Fig. 14. — Courbe de Bragg pour les rayons α du polonium dans l'hélium pur à 15° C. et 760 mm. de pression.
I et II sont les courbes de variation de l'énergie déduites (voir fig. 36) des expériences de G. Mano sur le ralentissement des rayons α dans l'hélium.

À droite de l ces courbes représentent les parties extrapolées au moyen des formules théoriques de H. Bethe telles qu'elles (n° I) et au moyen de ces mêmes formules corrigées par F. Bloch et complétées par les termes de relativité (n° II).

Le pouvoir d'arrêt moyen de l'hélium par rapport à l'air est donc :

$$\underline{S_{\text{He}} = 0,182 \text{ pour les rayons } \alpha \text{ du polonium.}}$$

Ce nombre est légèrement supérieur au nombre 0,177 qui résulte des valeurs de Gurney (*loc. cit.*). Il est également

supérieur à la valeur que Bates donne (0,1757) pour les quatre derniers centimètres du parcours des rayons α de radium C'. D'après les dernières déterminations de G. Mano, on trouve que le pouvoir d'arrêt de l'hélium ne reste pas constant, mais augmente lorsque la vitesse diminue; il atteint la valeur de 0,195 pour le dernier centimètre. Le nombre 0,182 que nous obtenons est identique à la moyenne des déterminations de G. Mano.

La distance du maximum à la fin du parcours extrapolé est de 2,7 cm. $\pm$ 0,1.

Courbe de Bragg des rayons α du polonium dans le néon pur.

Pour obtenir la courbe entière dans le néon, on a opéré à des pressions allant de 88 mm. à 260 mm. de mercure et on a pu ainsi s'approcher de l'origine jusqu'à 12 mm.

On purifie le néon comme l'hélium en le faisant circuler lentement à travers du charbon refroidi par l'azote liquide. La seule impureté qui ne s'élimine pas par ce procédé est l'hélium. Mais on obtient dans l'industrie du néon pur, dont l'ensemble de diverses impuretés ne dépasse pas le millième. Après une repurification très poussée le peu d'hélium qui reste encore introduit une erreur tout à fait négligeable sur le parcours extrapolé.

La figure 15 donne la courbe de Bragg du polonium dans le néon pur. Le parcours extrapolé est :

$$\underline{R_{Ne} (15^{\circ} \text{ C. et } 760 \text{ mm. Hg}) = 6,89 \text{ cm. } \pm 0,01.}$$

Ce nombre a été retrouvé plusieurs fois avec la précision indiquée.

Le pouvoir d'arrêt moyen du néon par rapport à l'air est donc :

$$\underline{S_{Ne} = 0,561.}$$

D'après les travaux de Gurney et de G. Mano, le pouvoir d'arrêt du néon diminue rapidement pour les vitesses correspondant au maximum et à la fin du parcours. La valeur que nous trouvons pour S_{Ne} est comprise entre la moyenne (0,530) des mesures de Gurney et la valeur (0,586) de Bates pour les quatre derniers centimètres du parcours des rayons α du radium C'.

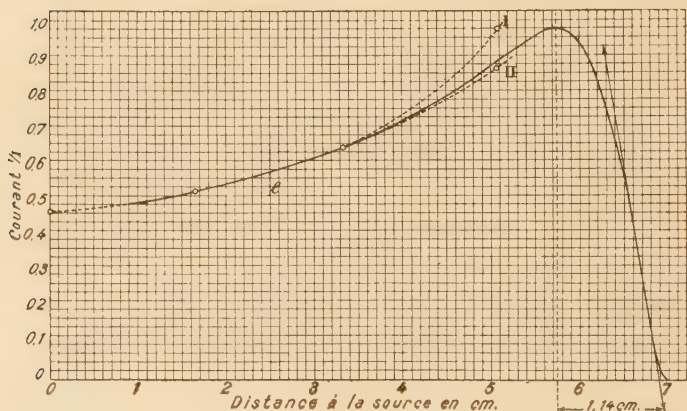


Fig. 15. — Courbe de Bragg pour les rayons α du polonium dans le néon pur à 15° C. et 760 mm. de pression.

Les courbes I et II sont les courbes de variation de l'énergie déduites des expériences de G. Mano sur le ralentissement dans le néon.

Les portions à droite de l sont extrapolées au moyen de l'équation de H. Bethe (n° I) et la même équation corrigée par F. Bloch et complétée par les termes de relativité (n° II).

Courbe de Bragg des rayons α du polonium dans l'argon pur.

On purifie l'argon en le faisant circuler très lentement à travers les absorbants chimiques. Le volume de ces absor-

bants (le calcium métallique en minces copeaux, l'oxyde de cuivre et le cuivre métallique chauffés au rouge) doit être assez grand pour que les impuretés telles que l'azote et l'oxygène soient totalement éliminés. Comme la purification de l'argon demande un temps très long, il est préférable de se procurer ce gaz dans un état aussi pur que possible.

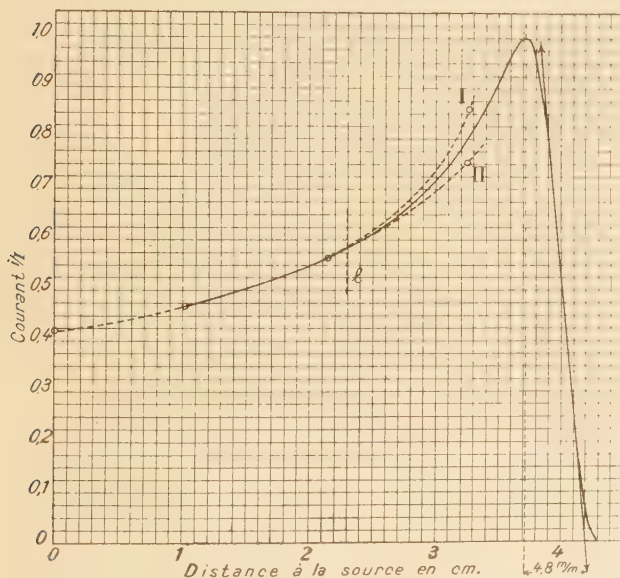


Fig. 16. — *Courbe de Bragg pour les rayons α du polonium dans l'argon pur à 15° C. et 760 mm. de pression.*

I et II sont les courbes de variation de l'énergie déduites des expériences de G. Mano sur le ralentissement des rayons α dans l'argon.

À droite de l sont les portions extrapolées au moyen de l'équation théorique de H. Bethe (n° I) et au moyen de la même équation corrigée par F. Bloch et complétée par les termes de relativité (n° II).

La courbe que donne la figure 16 a été obtenue en raccordant trois tronçons correspondants à des pressions de 74 mm.,

145 mm. et 229 mm. de mercure et à une température voisine de 17° C. On a pu ainsi s'approcher à 1 cm. de l'origine.

La valeur moyenne du parcours extrapolé que nous trouvons est :

$$\underline{R_A (15^\circ \text{ C. et } 760 \text{ mm. de Hg}) = 4,20 \text{ cm. } \pm 0,01.}$$

Si la purification très poussée de l'argon est difficile, par contre une trace d'impureté comme l'air ou la vapeur d'eau n'entraîne pas une erreur appréciable sur le parcours. On peut considérer que la précision du nombre que nous donnons est supérieure à 0,01 cm.

Cette valeur du parcours extrapolé est supérieure à la valeur de 4 cm. 17 qu'ont donnée Harper et Salaman (1). On peut observer que les parcours calculés par Mano (*loc. cit.*, p. 111) à partir des courbes de ralentissement dans l'argon sont également supérieurs aux déterminations de Harper et Salaman.

Le pouvoir d'arrêt moyen de l'argon par rapport à l'air est :

$$\underline{S_A = 0,921.}$$

Cette valeur est identique à la valeur moyenne des déterminations de Gurney (*loc. cit.*) pour les parcours restants de 3,8-3,5 cm. ; 1,4-0 cm. et 0,35-0 cm.

(1) HARPER et SALAMAN, *Proc. Roy. Soc.*, **127** (1920), p. 175.

CHAPITRE IV

Ionisation totale relative d'un même faisceau de rayons α dans l'air et dans les gaz rares.

Lorsqu'on construit la courbe d'ionisation d'un faisceau de rayons α dans un gaz donné en prenant pour les ordonnées les courants d'ionisation i en valeur absolue et pour les abscis-

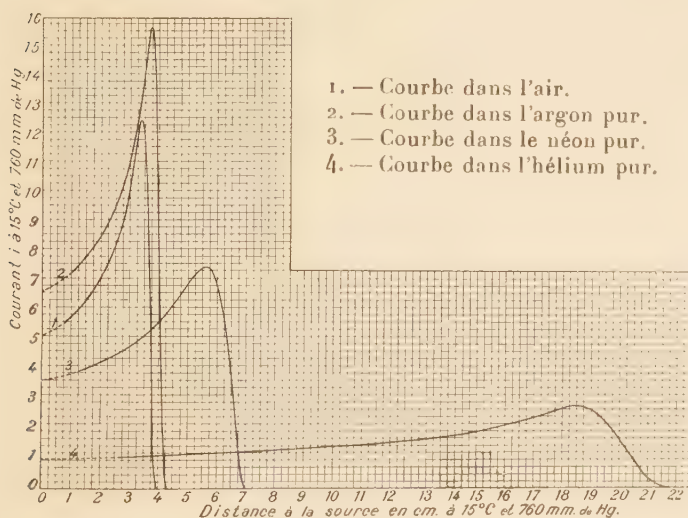


Fig. 17. — Courbes d'ionisation $i = f(x)$ d'un même faisceau des rayons α du polonium dans l'air, dans l'argon, dans le néon et dans l'hélium à 15°C . et 760 mm. de pression.

ses les distances x , l'aire comprise entre une telle courbe et les axes de coordonnées permet de calculer l'ionisation totale du faisceau dans le gaz utilisé. Les mesures des courants i et

des distances x faites à la température t et à la pression p sont ramenées à 15° C. et 760 mm. de mercure en multipliant les x et en divisant les i par le facteur $k = \frac{p}{760} \times \frac{288}{273 + t}$.

La figure 17 représente les courbes d'ionisation $i = f(x)$ d'un même faisceau de rayons α du polonium dans l'air, dans l'argon, dans le néon et dans l'hélium. En divisant les ordonnées d'une de ces courbes par la valeur de son courant maximum, on retrouve la courbe de Bragg correspondante. Par conséquent, les parcours extrapolés que l'on peut relever sur ces courbes sont identiques à ceux donnés par les courbes de Bragg dans les mêmes gaz (figs 8; 16; 15 et 14).

L'intérêt de la comparaison de l'ionisation totale dans différents gaz rares provient du fait que l'on peut ainsi évaluer l'énergie relative nécessaire à la production des ions dans chacun de ces gaz. Il est à prévoir que l'énergie moyenne dépensée pour la production d'une paire d'ions dépend étroitement du potentiel d'ionisation de l'atome, potentiel qu'on connaît.

En prenant comme unité l'ionisation totale dans l'air on peut évaluer l'ionisation totale relative dans les autres gaz. Les nombres que l'on obtient, après avoir corrigé les aires comprises entre les courbes et les axes de coordonnées pour la décroissance de la source du polonium lorsque les courbes ne sont pas faites le même jour, sont les suivants :

TABLEAU 5

Gaz	Ionisation totale relative	
	Naidu	Gurney
Air.	1,00	1,00
Argon.	1,449	1,38
Néon	1,304	1,28
Hélium	1,146	1,26

En dernière colonne nous donnons les nombres de Gurney à titre de comparaison. Comme on le voit, il y a une concordance suffisante entre les deux séries de nombres; le maximum d'écart (dans le cas de l'hélium) ne dépasse pas 10 0/0.

L'air étant essentiellement un mélange de gaz diatomiques, une partie inconnue de l'énergie cinétique des particules α est dépensée sous forme d'excitation et de rupture de molécules. On ne peut donc prendre l'air comme base de référence pour l'évaluation de l'énergie moyenne relative nécessaire pour la production d'une paire d'ions dans un gaz monoatomique en fonction de son potentiel d'ionisation. D'après le travail de Gurney (*loc. cit.*) la différence entre l'énergie en volts dépensée pour produire une paire d'ions et le potentiel d'ionisation correspondant est très petite dans le cas de l'hélium, et on peut considérer que pratiquement toute l'énergie des rayons α se retrouve sous forme d'ionisation dans ce gaz.

Dans le cas d'ionisation totale d'un faisceau homogène des rayons α dans un gaz donné on peut établir le bilan énergétique en écrivant l'équation suivante :

$$E_{\alpha} = E_{ex} + E_i$$

où E_{α} est l'énergie totale du faisceau des rayons α ; E_{ex} est l'énergie perdue sous forme d'excitation et de rupture des molécules polyatomiques; E_i est l'énergie retrouvée sous forme d'ionisation.

Le terme E_{ex} devient négligeable si l'on prend l'hélium comme gaz de référence et on a alors :

$$E_{\alpha} = E_i = A_{He}.$$

Ceci revient à dire que l'aire A_{He} comprise entre la courbe $i = f(x)$ dans l'hélium et les axes de coordonnées représente l'énergie totale du faisceau des rayons α du polonium.

Prenant l'hélium comme gaz de référence, évaluons l'ionisation totale relative dans les autres gaz.

Voici le tableau des aires qui représentent l'ionisation totale dans les différents gaz avec les potentiels d'ionisation ⁽¹⁾ correspondants :

TABLEAU 6

Gaz	Ionisation totale	Potentiel d'ionisation	Ionisation totale relative	Rapport $\frac{V_{He}}{V_i}$
Hélium	688,2	24 ^v ,46	1,000	1,000
Néon	783,6	21 ^v ,50	1,138	1,138
Argon.	871,1	15 ^v ,70	1,265	1,560
Air (4/5 N ₂ + 1/5 O ₂)	601,0	14 ^v ,31	0,873	1,710

S'il n'y avait pas de perte d'énergie par excitation le rapport des aires pour deux gaz quelconques devrait être égal à l'inverse du rapport des potentiels d'ionisation V_i correspondants. Par exemple dans le cas du néon et de l'hélium on a :

$$\frac{A_{Ne}}{A_{He}} = \frac{783,6}{688,2} = \frac{V_{He}}{V_{Ne}} = \frac{24,46}{21,50} = 1,138.$$

Ceci démontre que, dans le néon comme dans l'hélium, toute l'énergie des particules α se retrouve sous forme d'ionisation. Dans le cas de l'argon, on trouve que l'énergie des particules α retrouvée sous forme d'ionisation est inférieure à l'énergie totale ; elle est seulement de :

$$\frac{1,265}{1,560} = 81,1 \text{ o/o.}$$

Le reste, 19 o/o, est perdu sous forme d'excitation des atomes.

(¹) Les potentiels d'ionisation sont pris du tableau donné par M. LAPORTE, *Les Phénomènes Élémentaires de la Décharge Électrique dans les Gaz*. Conférences-Rapports, vol. 22, p. 163.

Pour évaluer le potentiel d'ionisation global de l'air, on a fait la somme de $4/5 V_N$ et de $1/5 V_0$. L'énergie retrouvée sous forme d'ionisation est seulement de :

$$\frac{0,873}{1,710} = 50,5 \text{ o/o.}$$

La moitié de l'énergie totale est donc perdue sous forme d'excitation et de dissociation des molécules.

CONCLUSIONS

L'épanouissement d'un faisceau canalisé de rayons α qui résulte de la diffusion multiple des particules α , lorsqu'elles traversent une couche de matière, est susceptible d'introduire des erreurs dans la forme des courbes de Bragg, si la canalisation du faisceau n'est pas suffisamment forte par rapport aux dimensions de l'appareil. Nous avons déterminé quantitativement cette erreur dans le cas de l'appareil utilisé par Mme I. Curie et indiqué comment cette erreur déforme les courbes de Bragg lorsqu'on opère au delà d'une distance limite entre la source et la chambre d'ionisation. Cette étude préliminaire nous a permis de préciser les conditions expérimentales qui permettent d'obtenir les courbes de Bragg rigoureusement normales ($\frac{I_{\max.}}{k} = C^{\text{te}}$).

Avec un nouvel appareil, mis au point en vue d'éliminer l'effet de la diffusion multiple, nous avons obtenu les courbes de Bragg normales du polonium et du radium C' dans l'air avec les parcours extrapolés de 3,868 cm. $\pm$ 0,006 et 6,92 cm. $\pm$ 0,005 à 15° C. et 760 mm. de mercure respectivement.

Il résulte de la comparaison de ces deux courbes qu'elles ne se superposent pas tout à fait lorsqu'on fait coïncider leurs parcours extrapolés. La fluctuation des parcours, qui est plus grande pour le groupe des rayons α du radium C', rend le maximum de la courbe de Bragg relative à ce groupe plus étalé que celui de la courbe relative au groupe du polonium. La distance entre le maximum et la fin du parcours extrapolé est de 4,7 mm. pour le radium C' et de 4,4 mm. pour le polonium.

La comparaison des courbes de Bragg pour le polonium et le radium C' dans l'air avec les courbes de variation d'énergie $-\frac{dT}{dx}$ montre que l'ionisation est proportionnelle à la perte d'énergie depuis l'origine jusqu'à 1 cm. de la fin du parcours extrapolé pour le groupe du polonium, mais qu'il y a un excès d'ionisation sur la perte d'énergie le long des trois premiers centimètres du parcours du groupe du radium C'.

Nous avons obtenu pour la première fois des courbes de Bragg normales relatives au groupe des rayons α du polonium dans les trois gaz rares : l'hélium, le néon et l'argon. La purification de ces gaz rares a été soigneusement effectuée à l'aide d'une installation appropriée et spectroscopiquement contrôlée.

Les parcours extrapolés et les pouvoirs d'arrêts relatifs au groupe des rayons du polonium sont les suivants :

TABLEAU 7

Gaz	Parcours extrapolés à 15° C et 760 mm.	Pouvoir d'arrêt moyen relatif à l'air	Dist. du max. à la fin du parcours extrapolé
Hélium . . .	21,4 $\pm$ 0,2 cm.	0,182	27,0 mm.
Néon . . .	6,89 » 0,01	0,561	11,4
Argon. . .	4,20 » 0,01	0,921	4,8
Air. . .	3,868 » 0,006	1,000	4,4

La comparaison des courbes de Bragg pour le *polonium* dans les gaz rares avec les courbes de perte d'énergie, déduites du travail de G. Mano sur le ralentissement des rayons α , montre que dans ces gaz également il y a proportionnalité entre l'ionisation et la perte d'énergie.

Nous avons obtenu les courbes $i = f(x)$ d'un même faisceau de rayons α du polonium dans l'air et dans les trois gaz rares. Les surfaces comprises entre ces diverses courbes et les

axes de coordonnées nous ont permis de comparer entre elles l'ionisation totale correspondent à une même quantité d'énergie cinétique des particules α .

En prenant l'hélium comme gaz de référence et en admettant que toute l'énergie se transforme en énergie d'ionisation dans ce gaz, nous trouvons que dans le néon également toute l'énergie se retrouve sous forme d'énergie d'ionisation, car on trouve que le rapport des aires pour ces deux gaz est égal de l'inverse du rapport de leurs potentiels d'ionisation.

Par contre dans l'argon il y a une perte de 19 0/0 de l'énergie totale sous forme d'excitation des atomes. Dans l'air 50 0/0 seulement de l'énergie se retrouvent comme énergie d'ionisation, l'autre moitié étant dissipée sous forme d'excitation et de rupture des molécules.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Absorption des rayons γ durs.
Diffusion nucléaire.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 4^{er} Août 1933.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Pour le Recteur,
L'Inspecteur de l'Académie,
CROUZET.

